第 42 卷　第 1 期　　天 文 学 进 展　　Vol. 42,　No. 1
2024 年 3 月　　PROGRESS IN ASTRONOMY　　Mar., 2024

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2024.01.05

超新星遗迹和脉冲星风云的 X 射线偏振成像

罗天贤[1,2]，周　平[1,2]

(1. 南京大学 天文与空间科学学院，南京 210046；　2. 现代天文与天体物理教育部重点实验室，南京 210046)

摘要： 年轻超新星遗迹和脉冲星风云中的高能粒子可以通过同步辐射产生 X 射线。对该辐射的偏振测量有助于揭示粒子加速区磁场的性质，进而研究粒子加速的机制。首颗 X 射线偏振成像卫星于 2021 年底发射升空，已揭示了数个年轻超新星遗迹和脉冲星风云的 X 射线偏振图像。观测显示，仙后 A 和第谷超新星遗迹的偏振度较低，平均值分别约为 2.5% 和 9%；而蟹状星云和船帆脉冲星风云的偏振度较高，平均值分别约为 20% 和 45%。结果表明脉冲星风云的磁场较为有序，而两个年轻超新星遗迹的粒子加速区磁场是高度湍动的，且激波附近的磁场结构呈现径向分布。未来，随着对 IXPE 的使用越来越广泛，以及与我国建设中的增强型 X 射线时变与偏振探测器 (eXTP) 等更多望远镜投入使用，以上两类天体的磁场构型和粒子加速模型将得到进一步的限定。

关　键　词： 超新星遗迹；脉冲星风云；偏振；X 射线天文学；粒子加速

中图分类号： P145.3　　**文献标识码：** A

1　引　言

电磁辐射的偏振可以揭示辐射源内及其近邻区域磁场构型和辐射转移性质，偏振度是电磁辐射偏振部分的强度与总强度的比值。对于线偏振来说，偏振方向表示电磁辐射中电场矢量的振动方向，而磁场矢量的振动方向与之垂直，偏振角是偏振方向与北方的夹角，北偏东为正。脉冲星风云和超新星遗迹通常会发出同步加速辐射。同步加速辐射的偏振方向与当地磁场在天空投影的分量方向有关，偏振度取决于观测区域磁场的有序性：磁场越有序，偏振度越高。因此，同步加速辐射偏振反映了磁场的几何构型和湍动程度。相对于射电辐射，

收稿日期： 2023-05-16；　**修回日期：** 2023-06-06

资助项目： 国家自然科学基金 (12273010)

通讯作者： 罗天贤，txluo@smail.nju.edu.cn

X 射线同步加速辐射来自于更高能的粒子 (电子或正电子)。具有能量 E 的电子在磁场 B 中发射同步加速辐射的典型能量损失时间为[1, 2]：

$$\tau_{\rm loss} = 6.35 \times 10^{-13} B^{-2} E^{-1} \quad , \tag{1}$$

其中，B 表示磁感应强度，单位为 T；E 表示能量，单位为 J；$\tau_{\rm loss}$ 表示能量损失时间，单位为 s。可以看出，粒子的能量越高，其寿命越短；粒子的能量越高，其辐射就越接近粒子加速区域。因此，X 射线偏振可以揭示更多粒子加速区磁场的性质，有助于人们深入理解粒子加速机制。

1971 年，人们利用 Aerobee-350 探空火箭对蟹状星云的观测，首次发现了可能的 X 射线偏振信号[3]。随后，利用 OSO 8 搭载的 2 个 X 射线偏振探测器，人们证实了蟹状星云的 X 射线存在 $(16.1 \pm 1.4)\%$ 的偏振[4]。以往的 X 射线偏振研究一般利用汤姆逊散射或康普顿散射对线偏振的依赖性或者是利用布拉格晶体散射[5]，但是这些方法灵敏度差，仅针对一些明亮的源可以得到相对可信的结果，在延展源的偏振测量上的应用并不理想。这是因为延展源内部可能存在许多偏振性质不同的区域，因此望远镜必须具有空间可分辨的性能。近期 X 射线偏振成像技术的产生则解决了这一 X 射线偏振测量的传统问题。

目前流行的 X 射线偏振成像技术采用了气体像素探测器 (gas pixel detector, GPD)，这种方法利用了气体薄层中的光电效应。出射光电子的方向主要沿着入射光的电场方向，人们通过结构精细的电极记录出射的光电子与周围物质相互作用留下的轨迹，由于轨迹的初始部分包含有关出射光电子方向的信息，因此人们通过该信息可以探测入射光的偏振[6]。相比于传统的 X 射线偏振测量，GPD 的灵敏度大幅提高，预计可以对上千个银河系内和银河系外的源进行探测，并得到关于它们 X 射线偏振的更详细的信息[7]。

由于新型 X 射线偏振探测器 GPD 的出现，数项新的 X 射线偏振望远镜计划诞生：欧洲空间局 (European Space Agency, ESO) 的 X 射线成像偏振探测器 (X-ray Imaging Polarimetry Explorer, XIPE)[8]、美国国家航天局 (National Aeronautics and Space Administration, NASA) 的成像 X 射线偏振探测器 (Imaging X-ray Polarimetry Explorer, IXPE)[9] 和我国的增强型 X 射线时变与偏振探测器 (enhanced X-ray Timing and Polarimetry, eXTP) 任务[10]。其中，XIPE 没有通过最终的选拔[11]，eXTP 尚未发射，目前仅有 IXPE 投入使用。

IXPE 于 2021 年 12 月发射，搭载了 3 个 GPD，首次实现 X 射线偏振的成像观测。IXPE 由 3 台相似的 X 射线望远镜构成，各含 1 个 X 射线镜面模组和 1 个探测器单元。其中探测器单元置于光学系统焦平面，其核心是 1 个对偏振敏感的 GPD。每个探测单元在 2.3 keV 的镜面有效面积为 166 $\rm cm^2$，可在 2~8 keV 波段进行偏振和能谱观测。IXPE 的角分辨率为 $24'' \sim 30''$，视场为 $12.9'$[9]。

我国的 eXTP 是由中国科学院高能物理研究所牵头，与意大利、德国等 20 多个国家的 100 多个科研院所合作的项目。eXTP 计划搭载 4 个仪器，覆盖了 0.5~30 keV 波段，分别为光谱聚焦阵列 (the Spectroscopic Focusing Array, SFA)、偏振聚焦阵列 (the Polarimetry Focusing Array, PFA)、大面积探测器 (the Large Area Detector, LAD)、宽视场监测仪 (the Wide Field Monitor, WFM)。其中，PFA 采用了 GPD，角分辨率优于 $30''$，工作波段为

2~8 keV[13]。eXTP 预计在 2027 年左右发射[14]。

X 射线偏振成像观测对于超新星遗迹和脉冲星风云等高能延展源的研究至关重要。从 2022 年开始，IXPE 相继观测了数个超新星遗迹和脉冲星风云，获得了一系列关于这两类天体磁场的新信息。本文将针对这两类天体介绍 X 射线偏振成像关注的科学问题和 IXPE 带来的新发现，并在最后展望未来 X 射线偏振观测应用于这两类天体的研究进展。

2 超新星遗迹

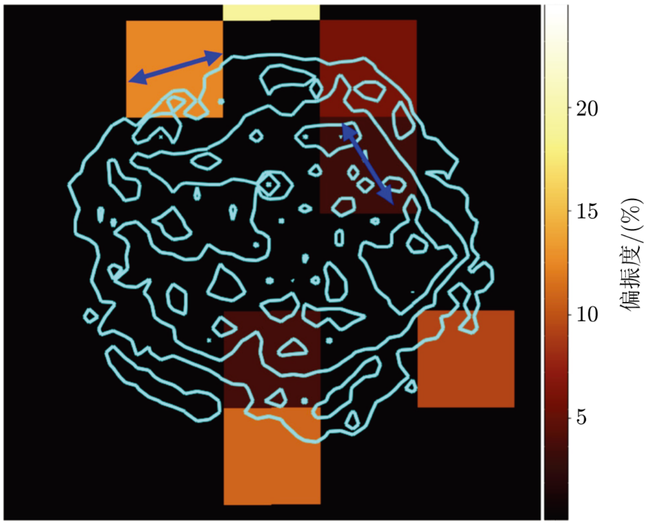
超新星遗迹是超新星爆炸后激波扫过星际介质而产生的结构。银河系的超新星遗迹主要在射电波段被发现，而射电辐射主要来自于 GeV 能量的相对论性电子的同步加速辐射[15]。为了搜寻到能量更高的相对论性电子的辐射，人们须观测频率更高的波段。1995 年，Koyama 等人[16]发现来自 SN 1006 的 X 射线同步加速辐射，这直接提供了超新星遗迹可加速宇宙线到 TeV 能量以上的证据。此后，在数个年轻的超新星遗迹中，如仙后 A、第谷超新星遗迹和 G347.3−0.5 等，也陆续发现来自细丝状结构的非热 X 射线辐射[17]。目前普遍认为超新星遗迹中粒子加速到相对论性能量是通过扩散激波加速[18]，在扩散激波加速理论中，超新星遗迹要加速宇宙线到宇宙线能谱的膝区需要磁场放大机制，而高度湍动的磁场是一种可能的方式[19]。年轻超新星遗迹的 X 射线同步加速辐射来自甚高能粒子加速区，因此 X 射线偏振观测是研究邻近活动加速区的磁场位形和湍流性质的重要方式。

2.1 仙后 A (Cas A)

仙后 A 是一个年龄为 340 a 左右的核坍缩型超新星遗迹，直径为 $5.5'$。它的 X 射线同步加速辐射细丝结构非常细，厚度仅为 $1.5'' \sim 4''$，由此推断激波附近的磁场为 $(8{\sim}16)\times10^{-9}$ T，这比典型的星际介质磁场高数十倍甚至上百倍[2]。与其他超新星遗迹不同的是，仙后 A 的反向激波也产生非热 X 射线辐射。

仙后 A 是 IXPE 的第一个科学目标，IXPE 在 2022 年 1 月 11 日－29 日对仙后 A 进行了偏振观测，总曝光时间为 9×10^5 s[20]。Vink 等人[20]通过观测得到仙后 A 偏振度分布，如图 1 所示。假设偏振矢量为圆形对称，对大区域求和，得到 3~6 keV X 射线置信度 5σ 的总体偏振度为 $(1.8\pm0.3)\%$，考虑到 X 射线辐射中相当一部分来自于热辐射，修正后的 X 射线偏振度为 $(2.5\pm0.5)\%$，前向激波边缘的偏振度约为 $(4.5\pm1.0)\%$[20]。如图 1 所示，X 射线偏振角的测量表明了仙后 A 存在径向磁场，且 X 射线总偏振度比射电波段的偏振度 5% 低。这一结果与之前理论不相符：首先，同步加速辐射偏振度的最大值 $\mathit{\Pi}_{\rm max}$ 与光子谱指数有关，$\mathit{\Pi}_{\rm max}=\dfrac{\mathit{\Gamma}}{\mathit{\Gamma}+2/3}$，由于仙后 A 的 X 射线同步加速辐射光谱比射电波段更陡，会产生更高的最大偏振度；其次，仙后 A 中的 X 射线同步加速辐射来自激波下游小于等于 10^{17} cm 的狭窄区域，狭窄的辐射区域会减少由视线方向上磁场方向的变化引起的消偏振；此外，在激波前沿，压缩会增强磁场的切向分量，对应于预期的偏振方向应为径向，而观测到的偏振方向为切向。

除了源于视线方向的效应，低偏振度还可能源于高度湍动的磁场，与各向同性的磁场湍



注：图像仅显示了置信度高于 2σ 的像素，像素尺寸为 $84''$。置信度高于 3σ 的像素叠加了蓝色箭头表示偏振方向。叠加在上面的青蓝色轮廓是钱德拉 4~6 keV 的等高线。

图 1　仙后 A 在 3~6 keV 波段叠加偏振矢量的偏振度分布[20]

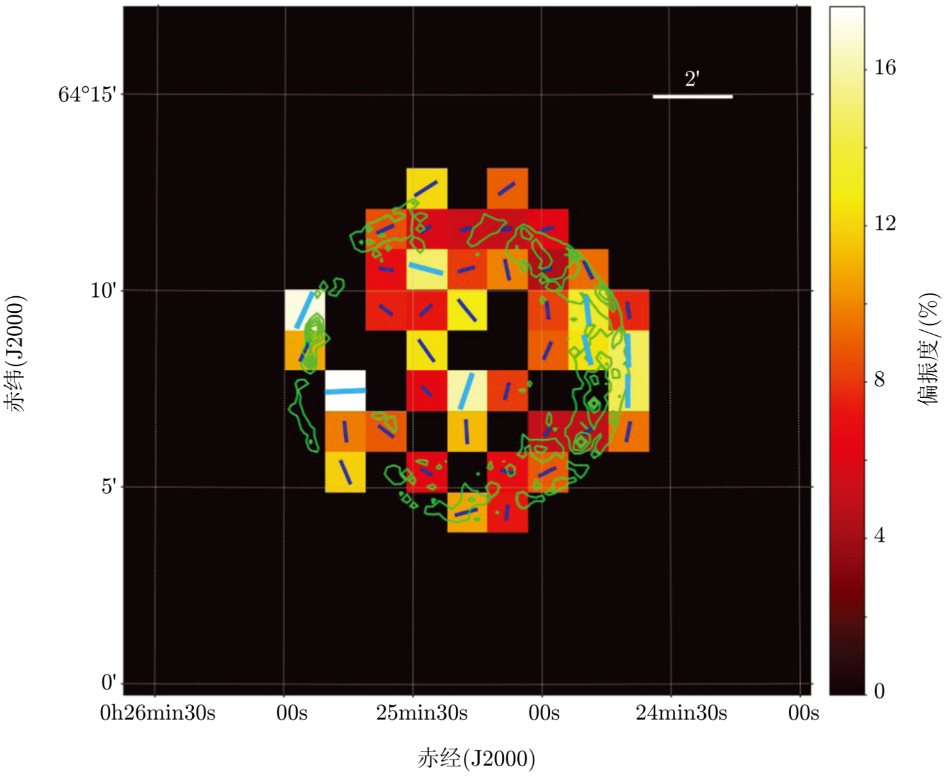
流模型所预测的相符[21]。因此，低偏振度可能是由于各向同性的磁场湍流，或者是在小于 IXPE 角分辨率的尺度内，靠近激波前沿的切向磁场和更下游的径向磁场在观测上产生混合所导致。尽管 X 射线和射电波段的观测都推断出年轻超新星遗迹整体由径向磁场方向主导，但其起源尚未被完全确定，存在两个主要假说：(1) 存在拉伸磁场的磁流体力学过程[22]；(2) 径向磁场是选择效应的结果，因为在准平行于激波传播方向的磁场环境中，粒子可能更有效地被加速，导致一个湍动的磁场在观测中也会展现径向排布[23]。IXPE 的观测结果并不偏向于任何一个假说，但是由于观测到仙后 A 的 X 射线同步加速辐射仅限于小于等于 10^{17} cm 的区域，表明径向磁场结构的确可以在激波附近存在。

2.2　第谷超新星遗迹 (Tycho's Supernova Remnant)

第谷超新星遗迹 (简称第谷) 是历史超新星 SN 1572 的遗迹，年龄为 450 a。高分辨率的钱德拉 X 射线天文台观测[24]和射电波段的观测[25]都显示第谷的激波处有一个薄的同步加速辐射亮环，且在 4~6 keV 波段环的西边还有被称为“条纹”的小尺度结构[26]。目前普遍认为这些结构是宇宙线的加速区，并且可能源于激波下游磁场放大区域中的超高能电子发出的 X 射线辐射。

IXPE 分别在 2022 年 6 月 20 日− 7 月 4 日、2022 年 12 月 21 日− 12 月 25 日对第谷进行了两次观测，总曝光时间约为 9.9×10^5 s[27]。Ferrazzoli 等人[27] 在分析观测数据时采用了小尺度偏振搜寻和大尺度偏振搜寻两种方式。小尺度偏振搜寻采用 $1'$ 大小的像素尺寸 (比 IXPE 的角分辨率大一倍)，通过计算每一个像素中的偏振度和偏振方向可得到第谷的空间可分辨偏振图像 (见图 2)。由图 2 可知，第谷超新星遗迹整体呈切向偏振模式，对应磁场的方向以径向为主导。大尺度偏振搜寻计算了第谷整体以及各个选定区域的偏振参数，扣除仪

器背景和热辐射后得到各个选定区域和整体的平均同步加速辐射偏振参数。第谷整体同步加速辐射偏振度为 $(9.1 \pm 2.0)\%$，激波环区域为 $(11.9 \pm 2.2)\%$，西南部的“条纹”状结构为 $(13.9 \pm 3.8)\%$[27]，而西部的偏振度最高，达到 $(23 \pm 4)\%$。并且在所有可显著探测到的区域，偏振方向大都沿切向排列。



注：图像仅显示置信度高于 1σ 的像素，像素尺寸为 $1'$。线段的长度表示偏振度的大小，方向表示偏振方向，其中加宽的青蓝色线段表示高于 2σ 置信度的区域。叠加在上面的绿色轮廓是钱德拉 4~6 keV 的等高线。

图 2 第谷超新星遗迹在 3~6 keV 波段叠加偏振矢量的偏振度分布[27]

第谷在 X 射线同步加速辐射的偏振度比其射电波段偏振度[28] (7%~8%) 高，并且高于仙后 A 的 X 射线偏振度。这与仙后 A 在 X 射线波段的偏振度比射电波段低的情况相反，与 2.1 节所述的三个可能的理论结果相符。此外，第谷的偏振度比仙后 A 高，可能是由于第谷有着湍流度更小的磁场或者第谷的最大湍流尺度更大。第谷的 X 射线波段偏振方向表明磁场以径向排列为主导，这与射电波段的观测相符，也与仙后 A 的观测结果一致。

3 脉冲星风云

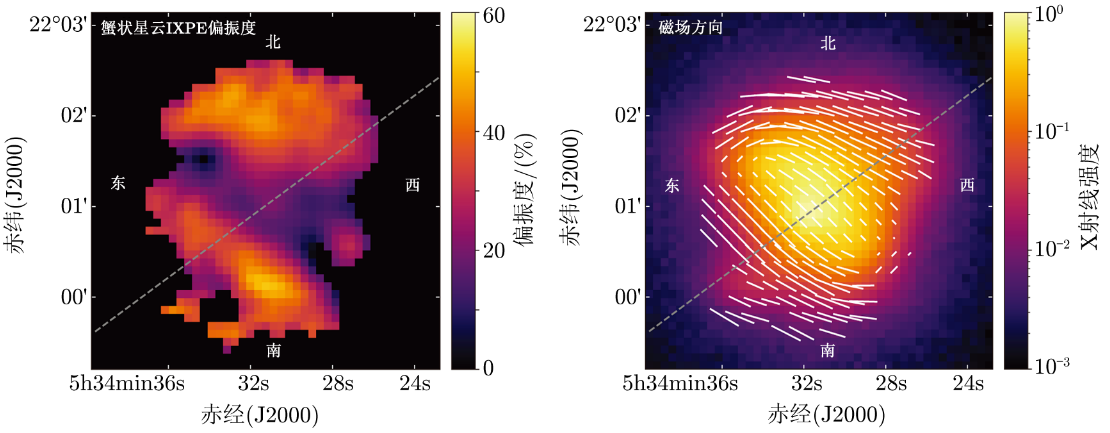
脉冲星在自旋减慢过程中会发出相对论性粒子流，该粒子流与其磁场和周围的星际介

质相互作用，从而形成脉冲星风云。在年轻的系统中，脉冲星风云一般存在于超新星遗迹之内。相对论性外流与超新星遗迹抛射物相互作用产生了强磁流体力学激波，该激波终止了脉冲星风云的产生，被称为终端激波。脉冲星风云中的粒子加速就可能发生在终端激波的位置[30]。

3.1　蟹状星云 (Crab Nebula)

蟹状星云是被研究最多的天体之一，其高能辐射和粒子加速过程受到广泛的关注，也是唯一一个被传统 X 射线偏振测量方法测量的天体。在光学波段，蟹状星云的大小为 $6'\times4'$，其非热辐射来源于高能电子与正电子的同步加速辐射和逆康普顿散射，从射电波段到 PeV 量级的能段都可见[31]。

IXPE 分别在 2022 年 2 月 21 日和 2022 年 3 月 7 日对蟹状星云的脉冲星风云和脉冲星进行了两次观测，总曝光时间约为 9.2×10^4 s[32]。观测得到脉冲星风云部分的总偏振度约为 20%，总偏振角为 145°[32]。由观测得到的偏振结构可知 (见图 3)，蟹状星云的磁场呈现与 X 射线辐射相符的环形形态，并且磁场的环形范围延伸到超出 X 射线辐射的环形范围，这符合利用磁流体力学模型对蟹状星云中同步加速辐射的计算结果[33]。图 3 显示蟹状星云的偏振度分布相对轴线呈现一种不对称性，而辐射强度的这种不对称性相对更弱。光学偏振图像也反映了相似的趋势[34]，表明脉冲星风云内部可能存在随空间变化的湍动磁场，或者在外部的暗弱区域存在磁场结构的扭曲。



a)　　b)

注：a) 蟹状星云脉冲星风云及其脉冲星偏振度高于 5σ 置信度的分布；b) 蟹状星云脉冲星风云及其脉冲星在 2~8 keV 波段的辐射强度。白色线段的长度表示偏振度的大小，方向表示投影在天空平面的磁场方向；灰色虚线表示星云的轴线，标注了天空方向以供参考 (图片源数据来自于 https://www.nature.com/articles/s41550-023-01936-8)。

图 3　蟹状星云在 2~8 keV 波段的偏振结构[32]

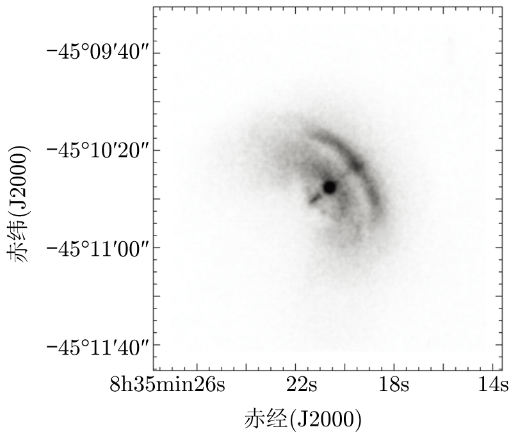
蟹状星云的 X 射线平均偏振度 (约 20%) 与先前的测量结果一致，空间可分辨的偏振度最大值达到 46%~50% [32]，这大约是简单模型预测的两倍[35]。一般来说理论模型预测蟹状星云的偏振模式相对于脉冲星风云的轴线对称，而观测结果却显示出偏振模式相对轴线的

不对称性，这表明蟹状星云内湍动磁场并不像预测的那么强，空间分布也更加零散。蟹状星云环面边缘的偏振度更高，表明环面边缘本身存在高度有序的磁场。而光学波段中蟹状星云的内部区域比环面边缘区域有更高的偏振度[36]，说明发射光学与 X 射线辐射的粒子被加速的位置可能不同。偏振度取决于湍动磁能与有序磁能之比，流量密度取决于湍动磁能与有序磁能之和。因此，偏振度比流量密度具有更强的不对称性表明磁场湍流部分的强度与磁场有序部分的强度反相关。若湍动的磁场来源于磁流体力学中的瑞利-泰勒不稳定性，那么磁场越强，湍动越容易被抑制[37]。尽管目前认为磁流体力学湍流起到重要作用，但是迄今最精细的三维相对论性磁流体动力学模型[33]也难以解释观测到的蟹状星云中的偏振度分布。

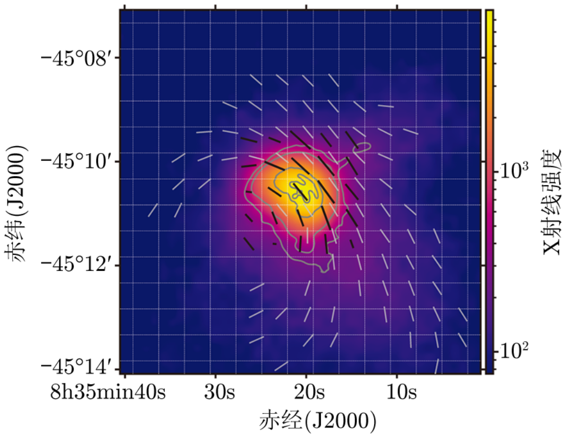
3.2 船帆脉冲星风云 (Vela Pulsar Wind Nebula)

船帆脉冲星风云由年轻的脉冲星 B0833-45 驱动，位于船帆超新星遗迹之内[38]。如图 4b) 所示，先前的 X 射线观测显示了船帆脉冲星风云存在两个显著的弧状结构以及与其垂直的喷流和反喷流[39, 40]。

IXPE 分别在 2022 年 4 月 5 日－ 15 日、2022 年 4 月 21 日－ 30 日两个时间段对船帆脉冲星风云进行了观测，总曝光时间为 8.6×10^5 s，观测波段为 2~8 keV[41]。测量得到的总偏振度为 $(44.6 \pm 1.4)\%$，偏振角为 $-50.0° \pm 0.9°$ (置信度为 68.3%)[41]。IXPE 的最新观测结果如图 4a) 所示，是一个环形的磁场结构，并且关于投影在天空平面的脉冲星自旋轴对称，这种对称性在射电波段也观测到，但射电辐射尺度范围更大[42]。船帆脉冲星风云的 X 射线偏振度可以超过 60% [41]，接近理论上同步加速辐射能产生的偏振极大值，而此前的射电偏振图像显示船帆脉冲星风云的外部偏振度为 60%[42]。



a)



b)

注：a) 钱德拉高分辨率相机拍摄的数据经过处理后得到的船帆脉冲星风云图像，显示出两个显著的弧状结构以及与其垂直的喷流和反喷流。b) 船帆脉冲星风云在 2~8 keV 波段叠加偏振矢量的辐射强度，黑色线段表示 2~8 keV X 射线偏振矢量，灰色线段表示 5 GHz 射电偏振矢量；线段的长度表示偏振度的大小，方向表示投影在天空平面的磁场方向。

图 4 船帆脉冲星风云 X 射线辐射结构[40]和偏振结构[41]

脉冲星风云的弧和喷流结构普遍认为是各向异性的脉冲星风在赤道区产生环向磁场导

致的。在这种情况下，整体偏振角应与船帆脉冲星风云的对称轴平行，而 IXPE 观测的结果支持该理论。船帆脉冲星风云的非热射电谱和 X 射线谱表明其辐射由同步加速辐射占主导，IXPE 测量得到其 X 射线辐射具有高度的线偏振也再次印证了这一结论。人们利用模型计算出船帆脉冲星风云同步加速辐射所能达到的最大偏振度，结果约为 70%；观测结果显示的最大偏振度已非常接近这一极限，这说明在辐射区域磁场高度均匀，仅有很小的磁场湍流。这一结果表明，脉冲星风云中的电子在几乎没有湍流的高度均匀的磁场中加速，这与湍流扩散激波加速机制不相符，因此可能有其他机制 (如相对论性磁重联过程[43]) 在脉冲星风云粒子加速中起主导作用。

4 总结与展望

目前 IXPE 对于年轻超新星遗迹和脉冲星风云的 X 射线偏振成像观测表明，年轻超新星遗迹的粒子加速区磁场是由湍流主导，而船帆脉冲星风云的粒子是在一个具有均匀的磁场环境 (加速区) 中被加速，这与湍流驱动的扩散激波加速理论不符。年轻超新星遗迹的激波附近还存在径向的磁场结构，因此，人们对这种磁场方位产生的机制还尚不清楚。除此之外，蟹状星云的偏振结构分布相对于轴线呈现的不对称性，也与目前的磁流体力学模拟的结果不符。未来 IXPE 对其他明亮脉冲星风云的观测会进一步推动粒子加速机制的研究，改良现有的磁场湍流模型。对更多年轻超新星遗迹的观测也会帮助人们理解径向磁场结构的成因和粒子如何在激波中加速等问题。

未来，我国的 eXTP 有望通过对磁场分布和偏振辐射的精确测量，为超新星遗迹和脉冲星风云的研究中一些长期存在的问题提供重要数据[13]。具体而言，eXTP 的有效面积达到 900 cm^2，高于 IXPE。eXTP 可以对蟹状星云等脉冲星风云进行更精确的偏振成像测量，这些偏振信息揭示了脉冲星风云的磁场构型，有助于人们从中推断出宇宙线加速的物理机制，并探索可能的时变信息；利用 eXTP 对超新星遗迹 SN1006 进行偏振测量和光谱分析，可以研究粒子注入方向相对于磁场方向对超新星遗迹中的激波加速效率的影响；在超新星遗迹的前向激波中，宇宙线加速的机制已得到广泛研究，而反向激波如何加速宇宙线还尚不清楚。eXTP 将会提供超新星遗迹中反向激波磁场的信息，来研究反向激波处同步加速辐射强度和磁场的方向；超新星遗迹中的磁场放大会导致一些超新星遗迹中热斑的亮度变化[44, 45]，eXTP 可以对这些热斑进行偏振测量，以此估计磁场湍流的尺度，研究磁场放大的机制。

随着成像技术的发展，下一代 X 射线偏振成像望远镜将具备更好的性能，如更大的有效面积以提高灵敏度，更高的空间分辨率以分解空间结构，或更宽的能谱范围。人们将获得更多关于超新星遗迹和脉冲星风云的 X 射线偏振观测信息，进一步探索相对论性激波加速粒子背后的物理机制。

参考文献：

[1] Reynolds S P. ApJ, 1998, 493: 375
[2] Vink J, Laming J M. ApJ, 2003, 584: 758
[3] Novick R, Weisskopf M C, Berthelsdorf R, et al. ApJ, 1972, 174: L1
[4] Weisskopf M C, Cohen G G, Kestenbaum H L, et al. ApJ, 1976: L125
[5] Weisskopf M C, Silver E H, Kestenbaum H L, et al. ApJ, 1978, 220: L117
[6] Costa E, Soffitta P, Bellazzini R, et al. Nature, 2001, 411: 662
[7] Bellazzini R, Angelini F, Baldini L, et al. NIMPA, 2006, 560: 425
[8] Soffitta P, Barcons X, Bellazzini R, et al. ExA, 2013, 36: 523
[9] Weisskopf M C, Ramsey B, O'Dell S, et al. SPIE, 2016, 99: 517
[10] Zhang S N, Feroci M, Santangelo A, et al. SPIE, 2016, 99: 51
[11] http://sci.esa.int/cosmic-vision/59796-esa-s-next-science-mission-to-focus-on-nature-of-exoplanets, 2018
[12] Weisskopf M C. Imaging X-ray Polarimetry Explorer, No. 7, Virtual: APAC, 2021: 2
[13] in't Zand J J M, Bozzo E, Qu J L, et al. SCPMA, 2018, 62: 9506
[14] https://www.isdc.unige.ch/extp/, 2023
[15] Dubner G, Giacani E. A&ARv, 2015, 23: 3
[16] Koyama K, Petre R, Gotthelf E V, et al. Nature, 1995, 378: 255
[17] Parizot E, Marcowith A, Ballet J, et al. A&A, 2006, 453: 387
[18] Malkov M A, Drury L O'C. RPPh, 2001, 64: 429
[19] Blasi P. A&ARv, 2013, 21: 70
[20] Vink J, Prokhorov D, Ferrazzoli R, et al. ApJ, 2022, 938: 40
[21] Bykov A M, Uvarov Y A, Slane P, et al. ApJ, 2020, 899: 142
[22] Inoue T, Shimoda J, Ohira Y, et al. ApJ, 2013, 772: L20
[23] West J L, Jaffe T, Ferrand G, et al. ApJ, 2017, 849: L22
[24] Hwang U, Decourchelle A, Holt S S, et al. ApJ, 2002, 581: 1101
[25] Dickel J R, van Breugel W J M, Strom R G. AJ, 1991, 101: 2151
[26] Eriksen K A, Hughes J P, Badenes C, et al. ApJ, 2011, 728: L28
[27] Ferrazzoli R, Slane P, Prokhorov D, et al. ApJ, 2023, 945: 52
[28] Dickel J R, van Breugel W J M, Strom R G. ApJ, 1991, 101: 2151
[29] Vink J, Zhou P. Galaxies, 2018, 6: 46
[30] Olmi B. https://arxiv.org/pdf/2303.12019.pdf, 2023
[31] Cao Z, Aharonian F A, An Q, et al. Nature, 2021, 594: 33
[32] Bucciantini N, Ferrazzoli R, Bachetti M, et al. NatAs, 2023, 7: 602
[33] Porth O, Komissarov S S, Keppens R. MNRAS, 2014, 438: 278
[34] Hester J J. ARA&A, 2008, 46: 127
[35] Bucciantini N, Bandiera R, Olmi B, et al. MNRAS, 2017, 470: 4066
[36] Moran P, Shearer A, Mignani R P, et al. MNRAS, 2013, 433: 2564
[37] Bucciantini N, Amato E, Bandiera R, et al. A&A, 2004, 423: 253
[38] Slane P, Lovchinsky I, Kolb C, et al. ApJ, 2018, 865: 86
[39] Pavlov G G, Kargaltsev O Y, Sanwal D, et al. ApJ, 2001, 554: L189
[40] Helfand D J, Gotthelf E V, Halpern J P. ApJ, 2001, 556: 380
[41] Xie F, Marco A D, Monaca F L, et al. Nature, 2022, 612: 658
[42] Dodson R, Lewis D, McConnell D, et al. MNRAS, 2003, 343: 116
[43] Sironi L, Spitkovsky A. ApJL, 2014, 783: L21
[44] Uchiyama Y, Aharonian F A, Tanaka T, et al. Nature, 2007, 449: 7162
[45] Patnaude D J, Fesen R A. ApJ, 2009, 697: 535

X-ray Polarization Imaging of Supernova Remnants and Pulsar Wind Nebulae

LUO Tian-xian[1,2], ZHOU Ping[1,2]

(1. School of Astronomy and Space Science, Nanjing University, Nanjing 210046, China; 2. Key Laboratory of Modern Astronomy and Astrophysics, Ministry of Education, Nanjing 210046, China)

Abstract: High energy particles near the particle acceleration region in young supernova remnants and pulsar wind nebulae can emit X-ray synchrotron radiation. The polarization measurement of this radiation can reveal the properties of the magnetic field in the particle acceleration region, and further study the mechanism of particle acceleration. As the first X-ray polarization imaging satellite, the Imaging X-ray Polarization Detector (IXPE) was launched in late 2021 and revealed the X-ray polarization images of several young supernova remnants and pulsar wind nebulae. Observations show that Cas A and Tycho's supernova remnant have low polarization degrees with average values of about 2.5% and 9%, respectively, while the Crab Nebula and Vela pulsar wind nebula have higher polarization degrees, averaging about 20% and 45%, respectively. The results indicate that the magnetic field of the pulsar wind nebulae is relatively ordered, while the magnetic field of the particle acceleration region in the two young supernova remnants is highly turbulent and the magnetic field structure near the shock wave shows a radial distribution. In the future, with more extensive observations of IXPE and more telescopes such as the enhanced X-ray Timing and Polarimetry (eXTP) mission planned by China in use, the magnetic field configuration and particle acceleration models of the above two types of objects will be further constrained.

Key words: supernova remnants; pulsar wind nebulae; polarization; X-ray astronomy; acceleration of particles